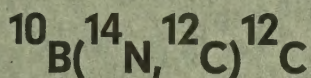


UNTERSUCHUNG DER WINKELVERTEILUNG DES d-TRANSFERS



Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Elmar Blatt
aus
Aschaffenburg

North-Holland Publishing Company

Amsterdam

1969

1968

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 27. 11. 1968

Dekan: Professor Dr. H. Wegener
Erstberichterstatter: Professor Dr. H. Wegener
Zweitberichterstatter: Professor Dr. R. Fleischmann

Sonderdruck aus: Nuclear Physics A123, 3 (1969)

TRANSFERREAKTIONEN BEIM BESCHUSS VON ^{10}B MIT ^{16}O UND ^{14}N

G. ISCHENKO, H. VOIT, E. BLATT, H.-D. HELB und E. KRUBASIK

Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen

Eingegangen am 11. November 1968

Abstract: Differential cross sections for the deuteron and alpha transfer of the reaction $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ and the deuteron transfer of the reaction $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ were measured at the Erlangen tandem Van de Graaff accelerator in the energy range from 22.5 to 32.5 MeV (lab). The production of negative ions, the preparation of self-supporting boron targets and the methods of detection and analysis with an on-line computer are described. The angular distributions partially show regular oscillations, which can be interpreted within the framework of the diffraction model of Dar.

E

NUCLEAR REACTIONS $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})$, $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})$, $E_{\text{lab}} = 22.5\text{--}32.5$ MeV; measured $\sigma(\theta)$. Enriched target.

1. Einführung

Das Diffraktionsmodell von Dar ¹⁾ sagt für Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalles oszillierende Winkelverteilungen voraus, falls Coulombdämpfungseffekte vernachlässigbar sind. Die meisten bisher gemessenen Winkelverteilungen von Transferreaktionen zeigen jedoch einen glatten Kurvenverlauf, was durch Rückstoßeffekte ²⁾, Coulombdämpfung und Drehimpulsfehlانpassung ³⁾ erklärt werden kann. Sie enthalten keine spektroskopische Information bezüglich des transferierten Bahndrehimpulses. Nur bei wenigen Reaktionen konnten bisher oszillierende Winkelverteilungen beobachtet werden ^{3, 4)}. Beim Beschuss von ^9Be , ^{10}B , ^{12}C und ^{19}F mit ^{16}O und ^{14}N Ionen bei Energien von 22.5 bis 32.5 MeV wurde systematisch nach Transferreaktionen gesucht. In der vorliegenden Arbeit werden die Reaktionen $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$ und $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ beschrieben. Die Winkelverteilungen des Deuteronen-, bzw. Alphatransfers der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ zeigen Oszillationen. Die Winkelverteilungen des Deuteronentransfers $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ sind dagegen schwach strukturiert. Die Experimente wurden am Erlanger Tandem-Beschleuniger unter Verwendung der Datenverarbeitungsanlage PDP-7 als on-line Computer durchgeführt. Im Abs. 2 wird die experimentelle Technik beschrieben. Im Abs. 3 wird auf das für Schwerionenreaktionen spezifische Meßverfahren eingegangen. Im Abs. 4 werden die Meßergebnisse mitgeteilt und die Winkelverteilungen im Rahmen des Dar'schen Modells diskutiert.

2. Experimentelle Technik

2.1. ^{16}O UND ^{14}N STRAHL

Die ^{16}O , bzw. ^{14}N Ionen werden in der Standardquelle des Tandembeschleunigers erzeugt. Als Heizfaden im Duoplasmatron wird ein Platinnetz mit einer Maschen-dichte von $1024 \text{ Maschen/cm}^2$ verwendet, das einmalig in eine Suspension von Strontiumkarbonat und Amylazetat getaucht, getrocknet und ausgeheizt wird. Das Platinnetz wird so zu einem Schlauch gerollt, daß die Spitze der u-förmig gebogenen Wendel beim Einsetzen in die Elektroden außerhalb der Duoplasmatronsachse liegt. Solche Wendeln haben eine Lebensdauer von 3-5 d.

Die negativen Sauerstoffionen für die erste Beschleunigungsstufe werden nach dem Umladeverfahren erzeugt, indem man das Duoplasmatron mit Luft als Füllgas und den Anlagerungskanal mit Ammoniak betreibt. Die Stickstoffionen werden nach dem Ionenstoßverfahren von Gentner und Horig ⁵⁾ mit Krypton im Duoplasmatron und Ammoniak im Anlagerungskanal erzeugt. Bei diesem Verfahren werden NH_2^- Ionen in die Maschine eingeschossen, außerdem parasitäre O^- und OH^- Ionen, die man von den NH_2^- Ionen mit dem 20° Ablenkmagnet nicht trennen kann. Die Targetströme betragen nach Durchgang durch zwei 90° Analysiermagnete und zwei Blenden von 4 mm Durchmesser für $^{16}\text{O}^{4+}$ ca. 400 nA und für $^{14}\text{N}^{4+}$ ca. 200 nA.

2.2. TARGETS

Ausgangsmaterial zur Herstellung der freitragenden ^{10}B Targets war zu 96.5 % mit ^{10}B angereichertes Bor. Die Targets wurden in üblicher Weise hergestellt, indem man zu Pillen gepreßtes Borpulver aus einem Tantaltiegel mit Hilfe eines Elektronenstrahls auf eine Glasplatte aufdampfte. Der ^{10}B Film wurde von der Glasplatte, die vor dem Bedampfen mit einer Betain-Zuckerlösung bestrichen worden war, in destilliertem Wasser abgeschwemmt und mit Targeträhmchen aufgefangen. Solche Targets enthalten durch das Betain bis zu 10 % Kohlenstoff. Deshalb wurden auch Targets hergestellt, bei denen zum besseren Ablösen im Wasser statt Betain zunächst KJ auf die Glasplatte aufgedampft wurde. Bei diesen Targets wurde zusammen mit dem Borpulver eine Goldverunreinigung von ca. 0.1 Atomprozenten aufgedampft, um eine zuverlässige Normierung der Wirkungsquerschnitte über Rutherfordstreuung zu ermöglichen. Die Dicke der Targets wurde durch Messung des Energieverlustes von 8.78 MeV α -Teilchen des ThC-C' bestimmt. Bei diesen Experimenten waren die Targets etwa $150 \mu\text{g/cm}^2$ dick.

2.3. SCHWERIONENTELESKOP

Zur Teilchenidentifikation wurde die dE/dx -E-Analyse gewählt. Als dE/dx -Zähler diente ein Proportionalzählrohr, das mit einem Argon (90 %)-Methan(10 %)-Gemisch im Durchflußbetrieb arbeitet. Der Zählrohrdruck - typische Drucke waren 40 bis 80 Torr - wurde durch einen im Durchflußsystem installierten Cartesianischen Manostat auf ± 0.5 Torr konstant gehalten. Das Durchflußsystem war klimatisiert. Das frei-



tragende Eintrittsfenster bestand aus einer $80\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Mowitalfolie, die nach einem in Ref. 6) angegebenen Verfahren hergestellt wurde. Die Folien hielten bei einem Durchmesser von 4 mm Drucken bis zu 200 Torr stand. Als Restenergiedetektoren wurden Siliziumgrenzschichtzähler verwendet.

Fig. 1 zeigt einen Schnitt durch das Zählerteleskop. Als zweckmäßig erwies sich die Montage des Zählendrahts und der Stoppdiode auf einem Flansch, auf den der Messingzylinder mit auswechselbarem Blenden- und Fenstereinsatz aufgesetzt wurde. Die den Raumwinkel definierende Schlitzblende ($0.57 \times 2.1\text{ mm}^2$) hatte in der Reaktionsebene einen linearen Öffnungswinkel von 0.5° und einen Raumwinkel von $3.9 \times 10^{-4}\text{ sr}$.

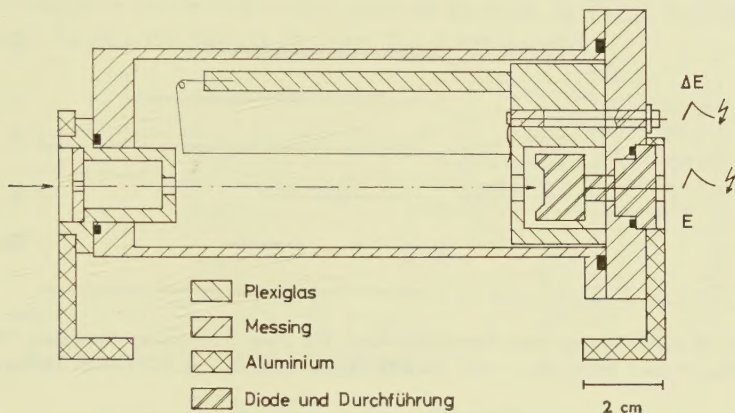


Fig. 1. Schnitt durch das Zählerteleskop.

Das E -Auflösungsvermögen des Zählrohrs, das durch elastische Streuung mit Sauerstoffionen von 30 MeV an einem dünnen Goldtarget bestimmt wurde, ergab sich bei 40 Torr zu etwa 4.0 %. Das E -Auflösungsvermögen der in der Gasatmosphäre des Zählrohrs arbeitenden Stoppdiode betrug dabei 1.2 %. Unter diesen Bedingungen konnten mit dem Teleskop Borisotope getrennt werden.

Die Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ wurde mit einem Teleskop gemessen, die Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ mit zwei Teleskopen gleichzeitig, die am Drehboden, bzw. am drehbaren Deckel einer Streukammer der Firma Ortec befestigt waren.

2.4. ANALYSIER- UND AUSWERTEPROGRAMME

Zur dE/dx - E -Analyse wurde die PDP-7 Datenverarbeitungsanlage des Tandemlabors mit einer Speicherkapazität von 8 k im on-line Betrieb verwendet. Die Anlage besitzt eine Analog-Sichtausgabe mit einem Speicheroszillographen. Ein Analysierprogramm der Firma Digital Equipment Co. für eine 64×64 Datenmatrix wurde geändert und ergänzt.

Durch ökonomische Programmierung wurde die Programmlänge auf 2 k gebracht, womit man 6 k Speicherplatz für Daten erhält. Das Spektrum wird zunächst in einer

96×64 Matrix analysiert. Von den dE/dx - E -Kurven wird nur der Teil rechts von ihrem Maximum in dieser Matrix gespeichert. Von den Teilchenästen bleiben dann

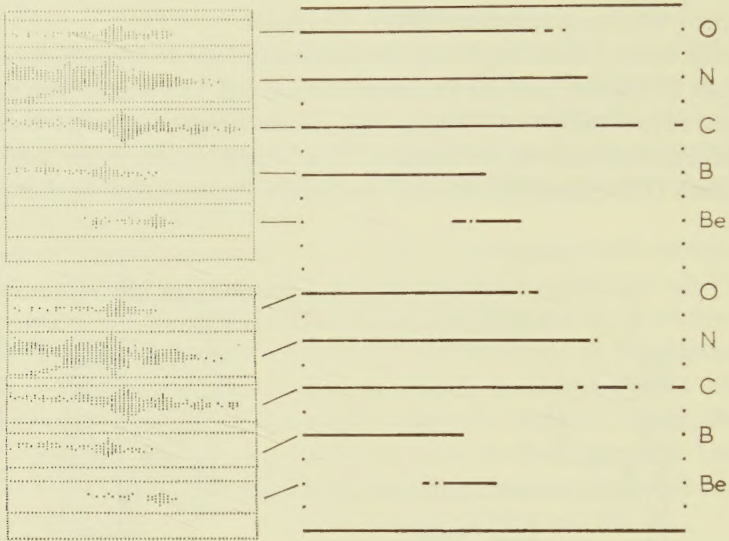


Fig. 2. Die 24×256 Matrix und Einstellmatrizen für zwei Teleskope; Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \text{X})\text{Y}$, $E_{\text{lab}} = 22.5$ MeV, $\theta_{\text{lab}} = 38^\circ$ (untere Hälfte) und $\theta_{\text{lab}} = 36^\circ$ (obere Hälfte).

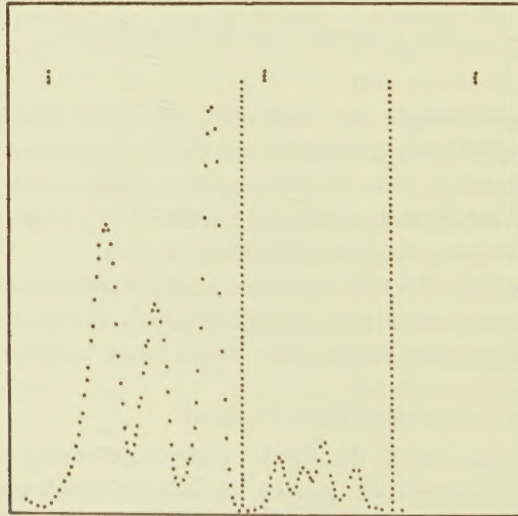


Fig. 3. Oszillographenbild des Stickstoff-Astes mit Lichtgriffelmarken.

nahezu Gerade einer gewissen Breite übrig. Diese zunächst schräg in der Matrix verlaufenden Geraden werden zu Geraden transformiert, die annähernd horizontal in

der Matrix liegen. Durch Eingabe von je zwei zur E -Achse paralleler Marken werden alle zwischen den beiden Marken liegenden Ereignisse zu einem dE -kanal zusammengefaßt. Der gewonnene Speicherplatz ermöglicht es, die E -Achse auf 256 Kanäle zu erweitern. Die Ereignisse werden jetzt in einer 24×256 Matrix analysiert, die aber das ΔE -Auflösungsvermögen einer 96×256 Matrix besitzt. In einer 24×256 Matrix bringt man mit dieser Methode 12 verschiedene Teilchenarten unter. Man kann die Matrix auch in zwei 12×256 Matrizen unterteilen, die mittels eines Routingimpulses von zwei Teleskopen angesteuert werden können. Zum Einstellen der Matrix und zum Setzen der Integrationsmarken werden die Impulse beider Teleskope jeweils voneinander unabhängig in der 96×64 Matrix sichtbar gemacht. In Fig. 2 sind die Einstellmatrizen und die 24×256 Matrix für zwei Teleskope zu sehen.

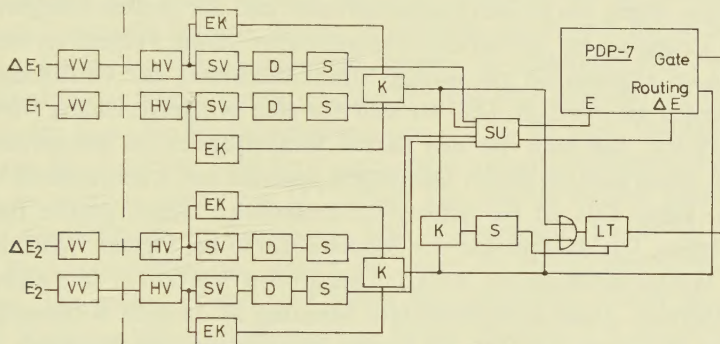


Fig. 4. Blockschaltbild zur zwei-dimensionalen Analyse für zwei Teleskope. VV - Vorverstärker, HV - Hauptverstärker, SV - Schwellenverstärker, D - Verzögerungsbox, S - Impulsdehner, K - Koinzidenz, SU - Summierstufe, LT - Lineares Tor, EK - Einkanaldiskriminator.

Die Energiespektren der einzelnen Teilchenäste kann man während des Analysiervorgangs am Oszillographenschirm sichtbar machen (siehe Fig. 3). Die Spektren können dann zwischen zwei Lichtgriffelmarken integriert werden. Außerdem bestimmt die Maschine Höhe und Kanallage des Maximums in diesem Bereich. Innerhalb der Marken kann das Spektrum expandiert und gezeichnet werden. Die Daten werden auf Magnetband gespeichert. Während einer Messung können bereits gespeicherte Daten wieder in den Kernspeicher geholt und mit dem Lichtgriffel ausgewertet werden. Mit weiteren Programmen, die Untergrundkorrekturen und Entfaltung gestatten, wurden kompliziertere Energiespektren off-line ausgewertet.

2.5. ELEKTRONIK

Das Blockschaltbild der verwendeten Elektronik zeigt Fig. 4.

3. Experimentelle Methoden

Untersuchungen von Schwerionenreaktionen am Tandem mit etwa gleichschweren Reaktionspartnern unterscheiden sich wesentlich von Experimenten mit leichten

Ionen hinsichtlich des experimentellen Aufwands. Die große Zahl von Reaktionsprodukten, die im Grundzustand und in angeregten Zuständen auftreten, erfordert eine Identifikation der verschiedenen Teilchenarten. Dazu muß man zwei für die Teilchenart spezifische Größen bestimmen, z.B. Energieverlust und Restenergie oder aber Flugzeit und Energie bei einer Analyse mit gepulstem Schwerionenstrahl⁷⁾.

Wegen der großen Masse des Geschosses erhält der Schwerpunkt der Reaktionspartner im Eingangskanal eine Laborgeschwindigkeit, die meist größer ist als die Schwerpunktschwindigkeit der Reaktionsprodukte, die daher nur in einen kleinen Laborwinkelbereich emittiert werden. Die Messung einer Winkelverteilung muß in kleinen Laborwinkelschritten erfolgen. Die großen kinematischen Energieänderungen mit dem Winkel bedingen ebenfalls einen kleinen Raumwinkel für das Teleskop. Da man außerdem wegen des großen Energieverlustes und der großen Energieverschmierung durch straggling bei Schwerionenexperimenten dünne Targets verwenden muß und da man im allgemeinen nur geringe Strahlintensitäten zur Verfügung hat, sind lange Meßzeiten erforderlich. Die Meßzeit für eine Winkelverteilung wird dagegen dadurch verkürzt, daß man nur den halben Winkelbereich im Schwerpunktsystem messen muß, wenn man bei diesen Messungen simultan den Rückstoßkern der Reaktion messen kann. Das ist bei Schwerionenreaktionen wegen großer Impulsübertragung möglich. Die Meßpunkte der Rückstoßkerne bei kleinen Winkeln ergeben Punkte der Winkelverteilung der Reaktion bei großen Winkeln in dem nicht gemessenen Winkelbereich. Diese komplementäre Messung ist deshalb notwendig, weil die Energien der Reaktionsprodukte bei großen Winkeln für den Nachweis nicht ausreichen.

3.1. NORMIERUNG UND FEHLER

Die Winkelverteilungen wurden mit Hilfe der Rutherfordstreuung der einfallenden Ionen an schweren Targetverunreinigungen normiert. Durch eine zusätzliche Messung überzeigte man sich, daß in dem untersuchten Energiebereich die elastische Streuung an schweren Verunreinigungen wie Au, Ta und Fe reine Rutherfordstreuung ist. Für den absoluten Wirkungsquerschnitt der Reaktion erhält man

$$\sigma(\theta) = N(\theta) \frac{\sigma_2(\theta)}{VN_2(\theta)}, \quad (1)$$

$N(\theta)$, $N_2(\theta)$ sind die Zählraten im Reaktions-, bzw. Normierpeak, $\sigma_2(\theta)$ der Rutherfordwirkungsquerschnitt für die Streuung am Normierelement und V das Verhältnis der Boratome zu den Normieratomen. Das Verhältnis V wurde bei genügend kleinen Energien durch die Rutherfordstreuung der Ionen an den Targetkernen bestimmt. Es gilt

$$V = \frac{N_1(\theta)\sigma_2(\theta)}{N_2(\theta)\sigma_1(\theta)}, \quad (2)$$

wobei $N_1(\theta)$ die Zählrate der an Bor gestreuten Ionen und $\sigma_1(\theta)$ der dazugehörige

Rutherfordquerschnitt sind. Diese Methode hat den Vorteil, daß sie unabhängig ist von der genauen Kenntnis von Raumwinkel, Ionenumladung im Target, Targetdicke und Targetinhomogenitäten. Es ist allerdings schwierig, bei kleinen Winkeln die Normierung auf diese Weise vorzunehmen, da die Peaks der elastisch gestreuten Teilchen bei der zwei-dimensionalen Analyse ineinanderlaufen. Eine Analyse mit zwei Teleskopen, deren Raumwinkelverhältnis bestimmt ist, gestattet auch bei kleinen Winkeln eine einwandfreie Normierung. Zur Normierung der Meßpunkte des unter dem kleinen Winkel stehenden Teleskops verwendet man das unter einem großen Winkel stehende zweite Teleskop.

Bei der beschriebenen Normierung gibt es Fehler, die einerseits die absolute Lage der gesamten Winkelverteilung im $\sigma(\theta)$ - θ Koordinatensystem und andererseits deren Form beeinflussen. Zur ersten Gruppe gehören Fehler, die bei der Bestimmung des Verhältnisses V gemacht werden. Bei der Ermittlung von V nach dieser Methode ergibt sich der Fehler aus den statistischen Fehlern der Zählraten und aus der nicht exakten Kenntnis der Reaktionsenergie. Damit erhält man eine relative Unsicherheit in der absoluten Lage der Winkelverteilung von $< 5\%$. Bei einer Meßreihe wurde V allerdings aus der absoluten Zahl der Target-, bzw. Verunreinigungsatome bestimmt, wobei sich ein relativer Fehler von 15% ergab. Zur zweiten Gruppe gehören statistische Fehler der Zählraten im Reaktions-, bzw. Normierpeak, Fehler bei der Bestimmung des Reaktionswinkels und Fehler, die durch die Energieunschärfe des Strahls bedingt sind. Die größte Fehlerquelle bilden die statistischen Fehler der Zählraten, die für die Winkelverteilung einen relativen Fehler zwischen 5% und 10% ergaben.

3.2. SPEKTREN

Zur Identifikation der verschiedenen bei einer dE/dx -E-Analyse vorkommenden Teilchenarten wurden nacheinander ^9Be , ^{10}B , ^{12}C und Oxydtargets mit dem Schwerionenstrahl beschossen. Bei gleichbleibender Verstärkereinstellung wurde jeweils in dieselbe Matrix eingezählt. Über die Rückstoßkerne aus dem jeweiligen Target ist dann eine eindeutige "Teilcheneichung" der Matrix möglich.

Die Energiespektren der einzelnen Teilchenäste wurden mit Hilfe der Reaktionskinematik ausgewertet. Dazu mußte die Stoppdiode vor jeder Meßreihe mit einem ThC-C' α -Präparat, bzw. mit dem elastisch gestreuten Schwerionenstrahl geeicht werden. Den Energieverlust der Teilchen im Target, Teleskopfenster und im Zählgas lieferte ein Rechenprogramm.

Die simultan erhaltenen Energiespektren zeigt Fig. 5 für die Reaktionsprodukte Stickstoff und Kohlenstoff aus der Reaktion $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ bei $E_{\text{lab}} = 32.5$ MeV und $\theta_{\text{lab}} = 28^\circ$.

In die Spektren sind Teile der Niveauschemata eingezeichnet, um die Zuordnung der Peaks zu den jeweiligen Niveaus zu erleichtern. Das Stickstoffspektrum, auch bei anderen Winkeln und niedrigeren Energien, zeigt eine bevorzugte Besetzung des ^{14}N Grundzustandes, eine noch stärkere Besetzung des ^{12}C Niveaus bei 4.43 MeV und eine verschwindend kleine Besetzung des ersten angeregten ^{14}N Niveaus bei 2.31

MeV durch Deutrontransfer der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$. Der Grund für den selektiven Einbau der beiden $p_{\frac{1}{2}}$ Nukleonen in den ^{10}B Kern zum Grundzustand, bzw. 4.43 MeV Niveau des ^{12}C , könnte sein, daß der Bahndrehimpuls der Nukleonen in etwa beibehalten werden kann. Die Besetzung des 2.31 MeV Zustandes von ^{14}N wird wegen Isospinerhaltung stark unterdrückt. Daß dieser Übergang, insbesondere bei niedrigen Energien, dennoch beobachtet wurde, kann evtl. durch den Einfluß der isospinverletzenden Coulombkräfte auf diese Oberflächenreaktionen erklärt werden. Alle anderen ^{12}C und ^{14}N Niveaus haben kompliziertere Strukturen⁸⁾ und werden daher schwächer besetzt. Der niederenergetische Teil der Spektren enthält sehr ver-

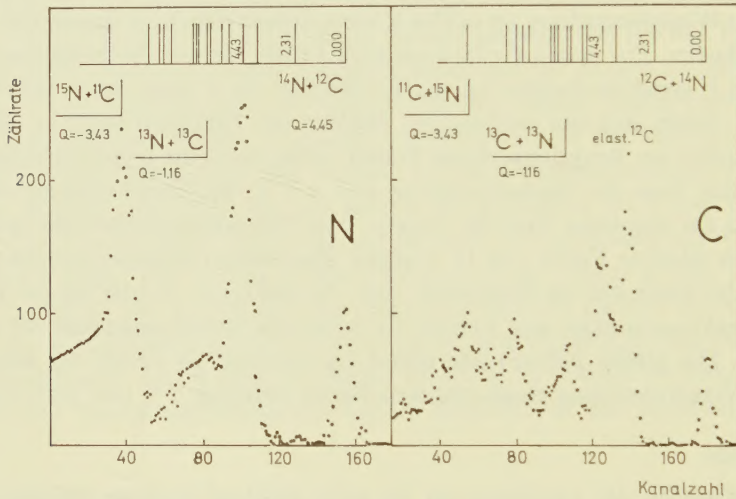


Fig. 5. Stickstoff- und Kohlenstoffspektren der Reaktion $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ bei $E_{\text{lab}} = 32.5$ MeV und $\theta_{\text{lab}} = 28^\circ$.

schmierte Strukturen, die auf die dichte Niveaufolge des ^{14}N , bzw. auf eine Überlagerung mit Beiträgen aus der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{13}\text{N})^{13}\text{C}$ zurückzuführen sind. Das deutliche Maximum in diesem Teil des Spektrums ist dem Protontransfer $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{11}\text{C}$ zuzuordnen. Hier wird der Grundzustand von ^{15}N , der ein $(1p_{\frac{1}{2}})^{-1}$ Protonlochzustand in der abgeschlossenen Sauerstoffschale ist, bevorzugt besetzt. Diese selektive Besetzung des ^{15}N Grundzustandes wurde bereits von Bock *et al.*³⁾ bei dem Protontransfer $^{11}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{12}\text{C}$ und auch bei den Protonpick-up Reaktionen $^{16}\text{O}(d, ^3\text{He})^{15}\text{N}$ und $^{16}\text{O}(t, \alpha)^{15}\text{N}$ beobachtet^{9,10)}.

Die Kohlenstoffspektren enthalten jeweils zwei deutliche ^{12}C peaks aus dem α -Transfer der Reaktionen $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ und $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}(4.43 \text{ MeV}))^{14}\text{N}$, wobei der Wirkungsquerschnitt für den zweiten Fall größer ist. Das läßt sich im Rahmen des Kollektivmodells, demzufolge der ^{16}O Grundzustand eine Beimischung aus $^{12}\text{C}(4.43 \text{ MeV}) + \alpha$ -Teilchen mit relativem Bahndrehimpuls 2 enthält¹¹⁾, erklären. Beim Transfer des α -Teilchens bleibt der ^{12}C Kern im angeregten Zustand zurück.

Die Besetzung höherliegender Niveaus in ^{12}C ist wegen der komplizierteren Strukturen schwächer, außerdem sind alle ^{12}C Niveaus oberhalb 4.43 MeV α -instabil. Der niederenergetische Teil der ^{12}C Spektren ist überlagert von den ^{13}C , bzw. ^{11}C Spektren der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{13}\text{C})^{13}\text{N}$, bzw. $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{11}\text{C})^{15}\text{N}$. Das gesamte Spektrum ist gestört durch das Spektrum der ^{12}C Rückstoßkerne aus den ^{12}C Targetverunreinigungen.

Ein Kohlenstoffspektrum aus der Reaktion $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B}$ zeigt Fig. 6. Es enthält in seinem hochenergetischen Teil drei Peaks, die dem d-Transfer der Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ zuzuordnen sind. Von den beiden ^{12}C Kernen im Ausgangskanal können beide im Grundzustand, bzw. im ersten angeregten Zustand oder aber der

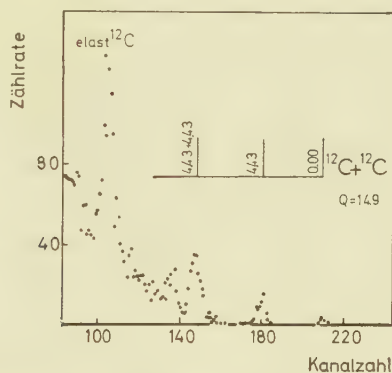


Fig. 6. Kohlenstoffspektrum aus der Reaktion $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B}$ bei $E_{\text{lab}} = 30.0$ MeV und $\theta_{\text{lab}} = 26^\circ$

eine im Grund- und der andere im angeregten Zustand vorliegen. Der Wirkungsquerschnitt ist umso größer, je mehr angeregte ^{12}C Kerne im Ausgangskanal auftreten. Der niederenergetische Spektrumteil zeigt eine verschmierte Struktur, was auf eine Überlagerung des ^{12}C Rückstoßspektrums mit Beiträgen aus der Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{C})^{11}\text{C}$ zurückzuführen ist¹²⁾.

Alle Spektren zeigen eine für Transferreaktionen charakteristische selektive Besetzung von Niveaus und die bereits bekannte Tatsache, daß die Wirkungsquerschnitte für Transferreaktionen um so kleiner werden, je komplexer die zu transferierenden Teilchen sind.

4. Winkelverteilungen und Diskussion

4.1. WINKELVERTEILUNGEN DES d- UND α -TRANSFERS DER REAKTION $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$

Es wurden Winkelverteilungen des d- und α -Transfers in den Grundzustand, bzw. den 4.43 MeV Zustand des ^{12}C bei den Einschußenergien 32.5, 30.0 und 26.0 MeV, bzw. 32.5 MeV und 30.0 MeV gemessen. Alle drei Energien liegen über dem Coulombwall. Die Winkelverteilungen wurden in 2° Schritten zwischen Laborwinkeln von etwa 10° bis 44° aufgenommen.

Fig. 7 zeigt die gemessenen Winkelverteilungen für den d-, bzw. α -Transfer in den Grundzustand. Die eingezeichneten Fehlerbalken beziehen sich ausschließlich auf den statistischen Fehler. Die durchgezogenen Kurven sind nach der Theorie von Dar¹⁾ gerechnete Winkelverteilungen. Alle drei Winkelverteilungen zeigen einen starken

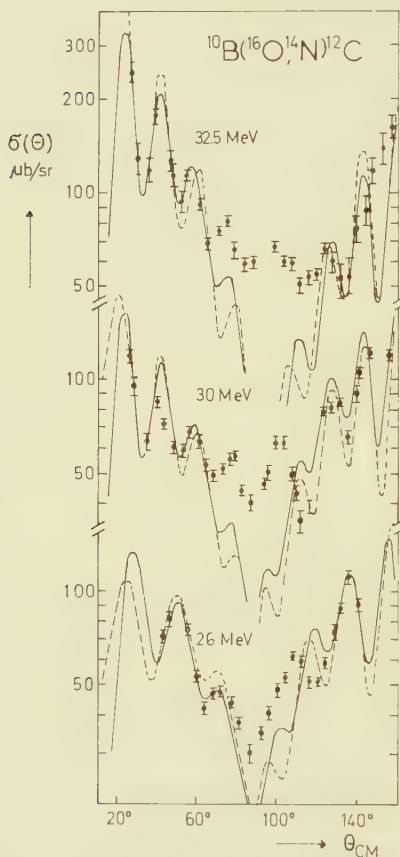


Fig. 7. Winkelverteilungen des d- und α -Transfers der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ in die Grundzustände. Durchgezogene Kurven sind Rechnungen mit dem Dar-Modell für $l = 0$ und $l = 2$. Parameter in Tabelle 1.

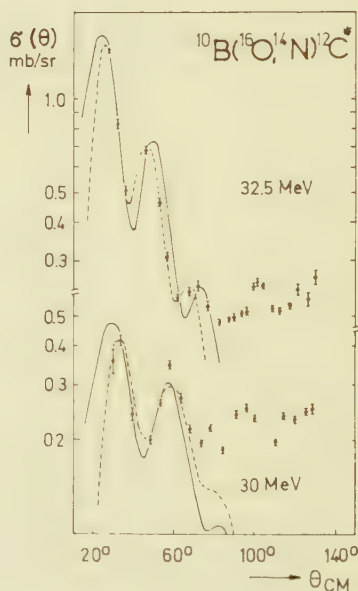


Fig. 8. Winkelverteilungen des d- und α -Transfers der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ in den 4.43 MeV Zustand des ^{12}C . Durchgezogene Kurven sind Rechnungen mit dem Dar-Modell für $l = 0$ und $l = 2$. Parameter in Tabelle 2.

Anstieg in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung. Der in Vorwärtsrichtung ansteigende Ast gehört jeweils zum d-Transfer, der in Rückwärtsrichtung ansteigende zum α -Transfer. Die Stärke des Anstiegs nimmt mit wachsender Einschussenergie zu. Außerdem zeigen die Winkelverteilungen Oszillationen, die mit zunehmender Einschussenergie häufiger werden und deren Maxima sich zu kleineren Winkeln hin verschieben.

Fig. 8 zeigt die experimentellen und theoretischen Winkelverteilungen für die Übergänge in den 4.43 MeV ^{12}C Zustand. Der α -Transfer konnte nicht bis zu kleinen Winkeln gemessen werden, da dort der $^{12}\text{C}(4.43 \text{ MeV})$ Peak mit dem Kohlenstoff-Rückstoßpeak zusammenfällt. Beide Winkelverteilungen weisen einen wesentlichen höheren Wirkungsquerschnitt auf als die entsprechenden Grundzustandsübergänge.

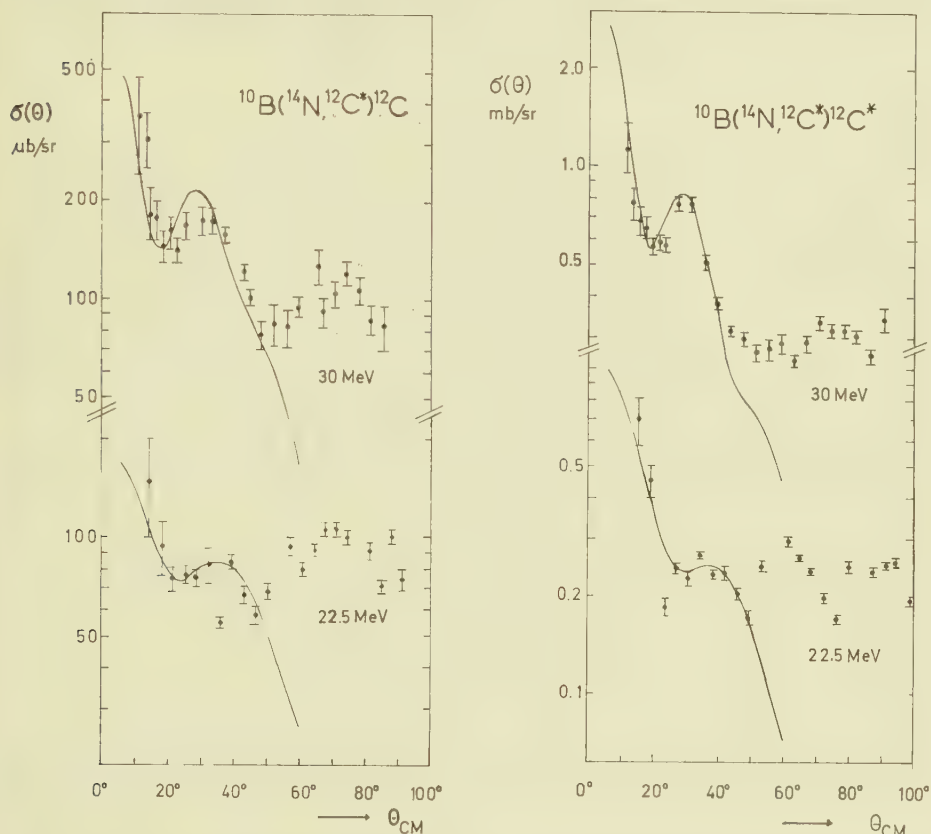


Fig. 9. Winkelverteilungen für den d-Transfer der Reaktionen $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C}^*)^{12}\text{C}$ und $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C}^*)^{12}\text{C}^*$. Durchgezogene Kurven sind Anpassungsversuche im Rahmen des Dar'schen Modells. Parameter in Tabelle 3.

4.2. WINKELVERTEILUNGEN DES DEUTERONTRANSFERS DER REAKTION $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$

Die Winkelverteilungen des Deuterontransfers der Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}(4.43 \text{ MeV})$ und $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C}(4.43 \text{ MeV}))^{12}\text{C}(4.43 \text{ MeV})$ wurden mit zwei Teleskopen bei den Energien 22.5 und 30.0 MeV gemessen. Bei den zur Verfügung stehenden Stromstärken und einer Meßzeit von etwa 3 h pro Meßpunkt war die Zählrate für die Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ so gering (Größenordnung 10), daß für diese Reaktion keine statistisch gesicherten Meßpunkte angegeben werden können. Der Wirkungsquer-

schnitt für den Grundzustandsübergang liegt bei $10 \mu\text{b/sr}$. Die Winkelverteilungen wurden im Laborwinkelbereich von 12° bis 54° in 2° Schritten aufgenommen, im Bereich von 6° bis 12° in 1° Schritten. Die gemessenen Winkelverteilungen zeigt Fig. 9. Die durchgezogenen Kurven sind Rechnungen mit dem Dar-Modell unter der Annahme einer Mischung von $l = 0$ (64 %), 2 (18 %) und 4 (18 %) für den übertragenen Bahndrehimpuls. Alle Winkelverteilungen zeigen einen relativ glatten Verlauf, lediglich bei den 30 MeV-Messungen ist jeweils ein Maximum erkennbar.

4.3. DISKUSSION

Die Beschreibungen der Transferreaktionen oberhalb des Coulombwalles gehen davon aus, daß solche Reaktionen eine ausgesprochene Lokalisation an der Kernoberfläche zeigen. Transferreaktionen können analog zu den Beugungserscheinungen der Optik im Rahmen von Diffraktionsmodellen ^{1,13)} behandelt werden. Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts kann man die Beugungsvorstellungen auf zwei verschiedene Weisen berücksichtigen. Entweder man simuliert die starke Lokalisation der Reaktionen durch ein komplexes Potential ^{14,15)} mit großem Imaginärteil oder aber man multipliziert die Reaktionsamplitude der Partialwellenentwicklung nach L mit dem Reflexionskoeffizienten η_L des Kernpotentials, dem man für nur einen gewissen L -Bereich einen endlichen Wert gibt. Ersteres läuft auf eine Analyse im Rahmen des optischen Modells hinaus, gegen die sowohl wegen der Vielzahl der Parameter als auch wegen der Anwendbarkeit optischer Potentiale auf Schwerionenreaktionen Bedenken zu erheben sind. Die Diffraktionsmodelle für Transferreaktionen benutzen die zweite Möglichkeit. Sie erhalten je nach der Parametrisierung des Reflexionskoeffizienten mit wenigen Parametern geschlossene Ausdrücke für den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Im Dar'schen Diffraktionsmodell wird der differentielle Wirkungsquerschnitt mit Finite-Range-DWBA-Methoden berechnet. Der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt enthält neben kinematischen Größen und spektroskopischen Faktoren den winkelunabhängigen Formfaktor F_{li} und das winkelabhängige Überlappintegral $T_{li\mu}$. Die Größe F_{li} kann unter gewissen Bedingungen numerisch berechnet werden. Zur Berechnung des DWBA-Überlappintegrals werden die nach Partialwellen entwickelten elastischen Streuwellenfunktionen mit der Quadratwurzel des jeweiligen Reflexionskoeffizienten η_L des Kernpotentials multipliziert. Für η_L wird folgender Smooth-Cut-off-Ansatz gewählt:

$$\eta_L = (1 + \exp(L_0 - L)/\delta)^{-1}; \quad (3)$$

L_0 charakterisiert die Partialwelle, deren Reflexionskoeffizient den Wert 0.5 hat

$$L_0 = \bar{k}\bar{R}_0(1 - 2\bar{\eta}/\bar{k}\bar{R}_0)^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

δ ist die Diffuseness im Drehimpulsraum und ist über die Gl. (5) mit der Diffuseness

d im Ortsraum verknüpft

$$\delta = \bar{k}d(1 - \bar{\eta}/\bar{k}\bar{R}_0)(1 - 2\bar{\eta}/\bar{k}\bar{R}_0)^{-\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

Die Querstriche über der Schwerpunktswellenzahl k , dem Minimalabstand R_0 ($R_0 = (A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})r_0$) der Reaktionspartner und dem Sommerfeldparameter η bedeuten eine Mittelung über die jeweiligen Werte im Eingangs- und Ausgangskanal. Der Ansatz (3) für den Reflexionskoeffizienten η_L beinhaltet, daß nur Partialwellen in einem kleinen durch die Diffusenness δ festgelegten Bereich um L_0 zur Reaktion beitragen. Damit erhält man für $T_{l\mu}$ einen geschlossenen Ausdruck, der zwei Terme enthält: einen glattverlaufenden Term, der an der Stelle θ_0 , dem Winkel für streifenden Stoß, ein Maximum hat und einen oszillierenden Interferenzterm. Die Form der Winkelverteilung hängt somit außer von dem übertragenden Bahndrehimpuls l von den in $T_{l\mu}$ enthaltenen Parametern L_0 , δ und θ_0 ab; L_0 bestimmt die Oszillationsfrequenz der Struktur, θ_0 den Anstieg der Winkelverteilung und δ bestimmt, ob die Oszillationen mehr oder weniger ausgeprägt sind. Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts enthält außer den üblichen DWBA Approximationen typische Diffraktionsmodell-Näherungen: der Q -Wert der Reaktion soll klein sein verglichen mit der Einschußenergie, für den Sommerfeldparameter soll $\eta > 1$ und für den übertragenden Bahndrehimpuls $l < L_0$ gelten. Diese Näherungen begrenzen zunächst die Anwendbarkeit der Theorie, sind aber darüber hinaus auch der Grund dafür, daß die Theorie nicht in der Lage ist, die Absolutwerte solcher Größen wie $F_{l\mu}$ und $T_{l\mu}$ anzugeben.

Mit dem Diffraktionsmodell von Dar wurden theoretische Winkelverteilungen für die Reaktionen $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$, bzw. $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ gerechnet. Diese Rechnungen für die Grundzustandsübergänge des d-, bzw. α -Transfers der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ zeigt Fig. 7. Für die ausgezogene Kurve wurde als übertragener Bahndrehimpuls $l = 0$, für die unterbrochene Kurve $l = 2$ angenommen. Der Wahl von $l = 0$ liegt die Vorstellung ¹⁶⁾ zugrunde, daß das transferierte Deuteron, bzw. Alphateilchen im Ausgangskanal mit einem Spin 1 Zustand des ^{10}B und dem relativen Bahndrehimpuls $l_f = 0$ den ^{12}C bzw. ^{14}N Grundzustand bildet. Aus dem Vergleich der experimentellen Winkelverteilungen mit den theoretischen Rechnungen für $l = 0$, bzw. $l = 2$ läßt sich allerdings wegen fehlender Meßpunkte für kleine Winkel keine Entscheidung zugunsten eines l -Wertes fällen. Die bei den Rechnungen verwendeten Parameter sind in Tabelle 1 aufgeführt. Die L_0 Werte zeigen erwartungsgemäß ein Ansteigen mit zunehmender Einschußenergie in all den Fällen, in denen der Kernradiusparameter r_0 einigermaßen konstant bleibt. Sie stimmen in etwa überein mit den L_0 Werten, die aus der Analyse der elastischen Streuung von ^{16}O an ^{10}B mit dem McIntyre-Modell gewonnen wurden ¹⁷⁾. Der Winkel θ_0 ist wegen des Einflusses des Kernpotentials kleiner als für reine Rutherfordstreuung. Sein Wert nimmt mit zunehmender Einschußenergie ab.

In Fig. 8 sind neben den experimentellen Winkelverteilungen des d- und α -Transfers in den ersten angeregten Zustand des ^{12}C die nach dem Diffraktionsmodell gerech-

neten Winkelverteilungen des Deutrontransfers für $l = 0$ und $l = 2$ eingezeichnet. In der $^{10}\text{B} + \text{d}$ Clusterdarstellung ¹⁶⁾ für den angeregten ^{12}C ist der relative Bahndrehimpuls in ^{10}B zwischen $^8\text{Be} + \text{d}$ wahrscheinlich 2 und zwischen ^{10}B und dem zweiten Deutroncluster ebenfalls 2. Um dies eindeutig festzustellen, muß man die antisymmetrisierte Wellenfunktion ausrechnen. Tabelle 2 enthält die zur Rechnung der

TABELLE 1

Parameter für die mit dem Diffraktionsmodell gerechneten Winkelverteilungen des d- bzw. α -Transfers der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$

Transfer	E_{lab} (MeV)	l	r (fm)	L_0	d (fm)	δ	θ_0 (deg)
d	26	0	1.47	7.1	0.2	0.46	50
		2	1.45	6.9	0.25	0.58	55
		0	1.50	8.8	0.2	0.46	47
	30	2	1.45	8.3	0.22	0.51	47
		0	1.45	9.1	0.2	0.46	43
	32.5	2	1.40	8.5	0.2	0.47	40
α	26	0	1.60	8.4	0.2	0.44	50
		2	1.55	7.9	0.2	0.45	50
	30	0	1.60	9.9	0.2	0.45	47
		2	1.60	9.9	0.2	0.45	47
	32	0	1.50	9.6	0.16	0.37	42
		2	1.45	9.1	0.2	0.46	42

TABELLE 2

Parameter für die mit dem Diffraktionsmodell gerechneten Winkelverteilungen des d-Transfers der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}(4.43)$

E_{lab} (MeV)	l	r (fm)	L_0	d (fm)	δ	θ_0 (deg)
30	2	1.40	5.7	0.2	0.49	52
	0	1.43	6.1	0.18	0.43	54
32.5	2	1.40	6.5	0.2	0.47	42
	0	1.47	7.5	0.22	0.50	36

Winkelverteilung verwendeten Parameter. Sie zeigen die erwartete Energieabhängigkeit.

Die in Fig. 9 gezeichneten theoretischen Winkelverteilungen stellen einen Versuch dar, den Deutrontransfer der Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{*C})^{12}\text{*C}$ und $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{*C})^{12}\text{C}$ mit dem relativ hohen Q -Wert von 6 MeV, bzw. 10.5 MeV ebenfalls mit dem Modell von Dar zu rechnen. Dabei mußten für Schwerionenreaktionen ungewöhnlich kleine Werte für den Kernradiusparameter r_0 gewählt werden (siehe Tabelle 3).

Wie bereits erwähnt, müssen für das Auftreten von Diffraktionsstrukturen Rückstoßeffekte und Coulombdämpfung vernachlässigbar sein. Außerdem scheint man Drehimpulsanpassung fordern zu müssen ^{3, 18}). Für die hier untersuchten Reaktionen spielen Rückstoßeffekte keine Rolle. Die Bedingung für Berücksichtigung von Coulombdämpfung ($2\pi\theta_0\delta \gg 1$) ist für beide Reaktionen - zumindest bei den höheren Einschußenergien - nicht gegeben. Der Grund für das Auftreten, bzw. Fehlen von Oszillationen bei den untersuchten experimentellen Winkelverteilungen dürfte daher in der mehr oder weniger guten Drehimpulsanpassung zu suchen sein. Drehimpulsanpassung bedeutet, daß der übertragene Bahndrehimpuls gleich der Differenz ΔL zwischen den Bahndrehimpulsen für streifenden Einfall L_{0i} , bzw. L_{0f} im Eingangs-, bzw. Ausgangskanal sein sollte

$$l = \Delta L = |L_{0i} - L_{0f}|. \quad (6)$$

TABELLE 3

Parameter für die gerechneten Winkelverteilungen des d-Transfers der Reaktion $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B}$,
 $l = 0(64\%), 2(18\%), 4(18\%)$

Reaktion	Energie (MeV)	r_0 (fm)	L_0	d (fm)	δ	θ_0 (deg)
$^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C}(4.43))^{12}\text{C}$	22.5	1.05	4.5	0.28	0.73	37
	30.0	1.05	6.5	0.30	0.75	32
$^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C}(4.43))^{12}\text{C}(4.43)$	22.5	1.10	3.7	0.21	0.57	30
	30.0	1.10	6.1	0.27	0.65	25

TABELLE 4

ΔL Werte der untersuchten Reaktionen

Reaktion \ Energie	22.5 MeV	26 MeV	30 MeV	32.5 MeV
$^{10}\text{B}(^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$		4.0	3.4	3.1
$^{10}\text{B}(^{16}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N})^{12}\text{C}(4.43)$			0.9	0.6
$^{10}\text{B}(^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}(4.43))^{12}\text{C}$	5.5		5.4	
$^{10}\text{B}(^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}(4.43))^{12}\text{C}(4.43)$	3.9		3.6	

In Tabelle 4 sind die ΔL Werte der einzelnen Reaktionen aufgeführt. Ein Vergleich der ΔL Werte für die Grundzustandsübergänge der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ mit den angenommenen Werten für den übertragenden Bahndrehimpuls $l = 2$, bzw. $l = 0$ zeigt, daß für $l = 2$ für die Energien 32.5 und 30.0 MeV von Drehimpulsanpassung gesprochen werden kann, während für $l = 0$ Drehimpulsfehlانpassung vorliegt. Wenn man Drehimpulsanpassung als notwendiges Kriterium für das Auftreten von Oszillationen betrachtet, muß man sich für $l = 2$ entscheiden, da die 32.5 und 30.0 MeV Winkelverteilungen deutliche Oszillationen zeigen. Die Entscheidung für $l = 2$ legt für das Deuteron, bzw. α -Teilchen im Endzustand ^{12}C , bzw. ^{14}N den relativen Bahndrehimpuls $l_f = 2$ und für den Spin des ^{10}B -Rumpfes den Wert 3 nahe.

Die Winkelverteilungen des Deuterontransfers der Reaktion $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ in den ersten

angeregten ^{12}C Zustand ergeben für $l = 0$ eine vergleichbar gute Drehimpulsanpassung. Die schwächeren Oszillationen dieser Verteilungen lassen sich durch den stärkeren Einfluß von Coulombdämpfung erklären.

Die Winkelverteilungen des Deutrontransfers der Reaktion $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B}$ zeigen schwache Strukturen (siehe Fig. 9). Sie konnten mit einer Mischung von $l = 0$ (64 %) 2(18 %), 4(18 %) im Rahmen des Dar'schen Modells angepaßt werden, wobei die Beimischung der höheren l -Werte die Anpassung nicht grundsätzlich änderte. Ein Vergleich mit den ΔL Werten in Tabelle 4 zeigt, daß Drehimpulsfehlanpassung vorliegt. Diese Drehimpulsfehlanpassung und evtl. Einfluß von Coulombdämpfung verwaschen die Strukturen dieser Winkelverteilungen.

Vergleicht man die bisher gemessenen Winkelverteilungen von Transferreaktionen, dann scheinen die stark oszillierenden eine Ausnahme zu sein. Die L_0 Werte im Eingangskanal und Ausgangskanal werden von den Energien und Radien der Reaktionspartner bestimmt. Zwischen diesen Werten und dem übertragenen Bahndrehimpuls besteht kein physikalischer Zusammenhang. Die Wahrscheinlichkeit für eine Drehimpulsanpassung ist deshalb nicht sehr groß, die Zahl der oszillierenden Winkelverteilung daher klein.

Die Autoren danken Herrn Professor H. Wegener für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Der Heidelberger Gruppe unter Leitung von Professor R. Bock am MPI für Kernphysik möchten wir für Unterstützung zu Beginn dieser Arbeit danken, ebenso Herrn Dr. F. Schmutzler für seine Hilfe bei der Durchführung der Modellrechnungen im dortigen Rechenzentrum. Unser Dank gilt auch unseren Kollegen von der Erlanger Pulsungs-Gruppe für ihre Hilfe bei den Experimenten.

Die Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung gefördert.

Literatur

- 1) A. Dar and B. Kozlowsky, Phys. Rev. Lett. **15** (1965) 1036
- 2) L. R. Dodd and K. R. Greider, Phys. Rev. Lett. **14** (1965) 959
- 3) R. Bock, M. Grosse-Schulte and W. von Oertzen, Phys. Lett. **22** (1966) 456
- 4) J. Wilczynski and V. V. Volkov, Nucl. Phys. **A93** (1967) 133
- 5) W. Gentner and G. Hortig, Z. Phys. **172** (1963) 353
- 6) E. Blatt, Diplomarbeit, Erlangen (1966)
- 7) G. Ischenko, E. Jaeschke, W. Reichardt, W. Arnold and B. Braunecker, Nucl. Instr. **58** (1968) 170
- 8) W. W. True, Phys. Rev. **130** (1963) 1530
- 9) J. C. Hiebert, E. Newman and R. H. Bassel, Bull. Am. Phys. Soc. **11** (1966) 44
- 10) F. Ajzenberg-Selove, J. W. Watson and R. Middleton, Phys. Rev. **139** (1965) B592
- 11) H. Ui, Phys. Rev. **161** (1967) 1099
- 12) E. Newman, Phys. Rev. **125** (1962) 600
- 13) W. E. Frahn and R. H. Venter, Nucl. Phys. **59** (1964) 651
- 14) N. Austern, R. M. Drisko, E. C. Halbert and G. R. Satchler, Phys. Rev. **133** (1964) B3
- 15) F. P. Gibson and A. K. Kerman, Phys. Rev. **145** (1966) 758
- 16) K. Wildermuth, private Mitteilung
- 17) E. Krubasik, H. Voit, E. Blatt, H.-D. Helb and G. Ischenko, Z. Phys. **219** (1969) 185
- 18) R. Stock, R. Bock, P. David, H. H. Duhm and T. Tamura, Nucl. Phys. **A104** (1967) 136

Lebenslauf

Ich wurde am 30. 9. 1941 als erstes von drei Kindern des Behördenangestellten Anton Blatt und seiner Ehefrau Elfriede, geb. Galm, in Aschaffenburg geboren. Im Juli 1960 legte ich die Reifeprüfung an der Oberrealschule Aschaffenburg ab. Im November 1960 begann ich das Physikstudium an der Universität Erlangen-Nürnberg. In den Semesterferien war ich in verschiedenen Firmen als Werkstudent tätig. Im Mai 1963 legte ich die Diplom-Vorprüfung ab. Meine Diplomarbeit fertigte ich ab September 1964 im Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg bei Herrn Prof. Dr. H. Wegener an. Im Juli 1966 legte ich die Diplom-Hauptprüfung ab. Seit August 1966 bin ich im Institut von Herrn Prof. Dr. Wegener als wiss. Hilfskraft beschäftigt. In dieser Zeit entstand die vorliegende Arbeit.

Am 19. 9. 1964 heiratete ich Frä. Inge Bauer M. A. Am 20. 3. 1965 wurde unser Sohn Christian geboren.

